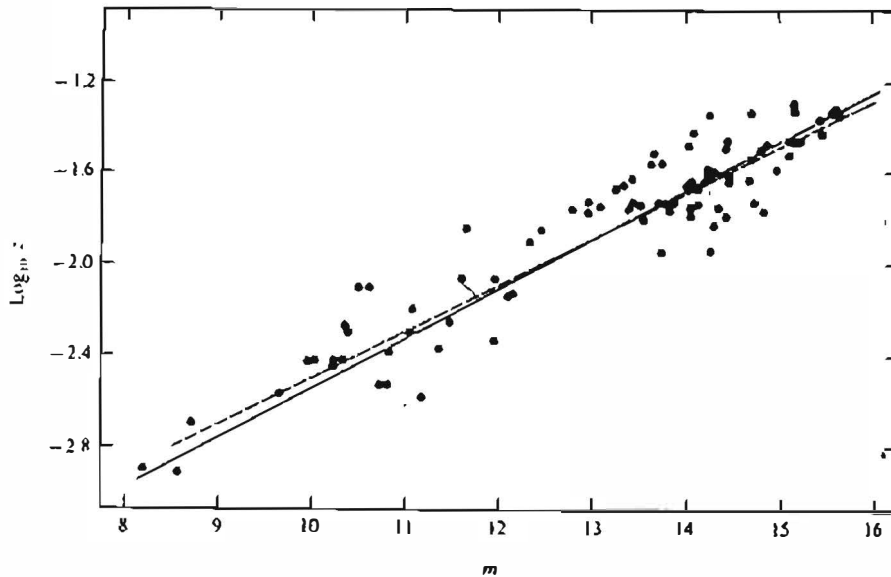


# Después de la Gran Explosión

RODRIGO HUERTA



Gráfica del corrimiento hacia el rojo contra la magnitud absoluta de galaxias del tipo ScI a distancias mayores de 70 Mpc. La línea punteada es la predicción teórica y la continua es el mejor ajuste a los datos. La magnitud  $m$ , es proporcional a la distancia a que se encuentran las galaxias. El corrimiento hacia el rojo,  $z$ , es proporcional a la velocidad con que se alejan de nosotros. De la gráfica podemos observar que a mayor distancia mayor es la velocidad con que residen las galaxias.

## 1. Introducción

El estudio del mundo que nos rodea nos lleva inmediatamente a formular un modelo del origen del universo. Las observaciones astronómicas realizadas durante el transcurso de este siglo han llevado a la gente que estudia los diferentes modelos cosmológicos, a pensar en que hubo alguna vez en el pasado una gran explosión. Por otro lado, el estudio de la estructura de la materia nos ha llevado a reconocer en el micromundo una multitud de partículas con diferentes propiedades. Sin embargo, sólo existen cuatro tipos distintos de interacción entre ellas. Dos de ellas, de largo alcance, tenemos oportunidad de reconocer en nuestra vida diaria: la gravitacional y la electromagnética. Las otras dos son de corto alcance, es decir, sólo se manifiestan a escala subatómica: la débil y la fuerte. En este artículo se intenta abordar la relación que existe entre estos dos campos del conocimiento humano: la Cosmología y la Física de Partículas Elementales.

## 2. El Universo se está expandiendo

Los primeros datos tomados por Slipher en 1912 indicaban que las galaxias observadas se alejaban de nosotros, es decir, de nuestra galaxia, la Vía Láctea.

En 1929 Hubble publicó un trabajo en donde encontraba una relación para las velocidades de las galaxias y su distancia, esta es,

$$v = H\ell \quad (1)$$

donde  $H$ , la constante de Hubble, la estimaba del orden de  $500 \text{ Km Seg}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . El valor moderno de la constante de Hubble es diez veces menor que éste. El hecho de que  $H$  sea positivo indica que el universo se está expandiendo. La ley de Hubble también nos indica que entre más alejada esté una galaxia de nosotros más grande va a ser la velocidad con que se aleje.

Unos años antes, en 1922, Friedmann había elaborado los modelos cosmológicos que se ajustaban a los datos obtenidos por Hubble. Años después (1927) Lemaitre, encontraba las mismas ecuaciones, en coordenadas esféricas, éstas son

$$ds^2 = dt^2 - \frac{R(t)^2 dr^2}{1-kr^2} - R(t)^2 r^2 (d\theta + \text{sen}^2 \theta d\phi^2) \quad (2)$$

donde  $k$  es una constante y  $R(t)$  es el parámetro de expansión del universo. La otra ecuación es la conservación de la energía,

$$\frac{d\rho}{dt} + 3(\rho + P) \frac{\dot{R}}{R} = 0 \quad (3)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa, (incluye la masa equivalente de cualquier forma de energía, como la electromagnética, por ejemplo), y  $3P \frac{\dot{R}}{R}$  representa el tra-

|| Mpc es la unidad de distancia astronómica. Equivale a un millón de parsecs. Un parsec es igual a 3.26 años luz ó  $3.086 \times 10^{18} \text{ cm}$ . Entonces  $1 \text{ Mpc} = 3.086 \times 10^{24} \text{ cm}$ .

bajo hecho por unidad de volumen en contra de la presión P del fluido.

En 1935 Robertson y Walker independientemente demostraron que cualquier modelo del universo que fuera homogéneo (cualquier punto es equivalente a otro) e isotrópico (cualquier dirección es equivalente a otra) basado en la geometría Riemanniana tiene como elemento de línea a la ecuación (2).

Existe una conexión directa entre la ley de Hubble y la métrica de Robertson y Walker. Si consideramos que dos puntos (eventos) están separados por las condiciones  $dr > 0$  y  $dt = d\theta = d\phi = 0$  entonces la distancia propia entre los dos puntos es  $d\ell = Rdr\sqrt{1 - kr^2} - \frac{1}{2}$  que se obtienen de la ecuación (2). Si la distancia  $r$  entre estos dos puntos en un sistema acompañante<sup>2</sup> se escoge arbitrariamente pequeña en cierto sistema de unidades entonces.

$$\ell(t) \sim R(t)r \quad (4)$$

La velocidad de separación entre estos dos puntos será ( $r$  es fija en el sistema acompañante)

$$v = \frac{d\ell}{dt} = \frac{dR}{dt}r = \frac{dR}{dt} \frac{1}{R} \ell = H\ell \quad (5)$$

entonces

$$H = \frac{\dot{R}}{R} \quad (6)$$

La expansión del universo se puede visualizar como la expansión de un globo que tiene dibujadas las galaxias en su superficie.

A pesar de la evidencia astronómica basada en la observancia de la recesión de las galaxias, no fue sino hasta 1965, cuando Penzias y Wilson descubrieron la radiación de fondo a 3° K, que la gente empezó a aceptar la idea de que el universo estaba en expansión debido a una explosión muy grande. La evidencia vino después, que acabó de confirmar esta hipótesis.

### 3. Física de altas energías y el origen del Universo

De acuerdo con el estado actual del conocimiento de nuestro universo, hubo un tiempo en que éste estuvo a una temperatura muy grande, infinita en principio para  $t = 0$ . Dado que la temperatura actual es del orden de cero grados Kelvin es obvio que el universo se fue

[2] Un sistema acompañante es aquel en el cual las galaxias están en reposo unas con respecto a las otras.

enfriando después del gran estallido. La ley de enfriamiento se puede obtener de los modelos de Friedmann. Estos incluyen las ecuaciones (2) y (3) junto con la ecuación de Einstein y la ecuación de estado del fluido. De la ecuación (2) se puede obtener la forma de la ecuación de Einstein para la métrica de Robertson y Walker, ésta es,

$$\ddot{R} = \frac{8\pi}{3} \rho R^2 \quad (7)$$

donde se ha puesto  $\Lambda = 0$  (cero constante cosmológica) y  $G = 1$  (unidades gravitacionales).

La ecuación de estado de un gas relativista es,

$$p = \frac{1}{3} \rho \quad (8)$$

Sustituyendo la ec. (8) en la ec. (3) tenemos,

$$\dot{\rho} + 4\rho \frac{\dot{R}}{R} = 0 \quad (9)$$

De las ecs. (7) y (9), obtenemos,

$$\dot{\rho} = -4 \left[ \frac{8\pi}{3} \rho \right]^{3/2} \quad (10)$$

que integrando se tiene

$$t = \left( \frac{3}{32\pi\rho} \right)^{1/2} + t_0 \quad (11)$$

despejando para  $\rho$  tenemos

$$\rho = \frac{3}{32\pi} \frac{1}{(t - t_0)^2} \sim \frac{1}{t^2} \quad (12)$$

Lo que nos indica la ecuación (12) es que la densidad de materia en el universo ha ido disminuyendo con el tiempo.

Podemos ajustar nuestra escala de tiempo y poner  $t_0 = 0$  en la ec. (12).

Si consideramos un gas de partículas relativistas entonces la densidad de energía en términos de la temperatura, viene dada como

$$\rho = \frac{\pi^2 N}{30} T^4 \quad (13)$$

donde  $N$  es el número de grados de libertad para dicho gas.

De las ecuaciones (12) y (13) obtenemos

$$T = \left( \frac{45}{16\pi^3 N} \right)^{1/4} t^{-1/2} \quad (14)$$

La temperatura ha ido bajando con el tiempo de acuerdo a la ecuación (14).

La temperatura del gas relativista es

proporcional a la energía cinética de las partículas  $E = p \sim T$ . Debido a que la expansión del universo tuvo una singularidad en  $t = 0$ , la energía se vuelve infinita en este instante. Conforme el universo empieza a expandirse,  $t > 0$ , el universo empieza a enfriarse y la energía de las partículas a bajar. Sin embargo, la energía alcanzada por el gas de partículas es mucho mayor que cualquier energía alcanzada en laboratorios terrestres. Este hecho hace que el origen del universo sea considerado como el acelerador de partículas más grande jamás construido. He aquí la conexión entre el campo de las partículas elementales y la cosmología.

### 4. Epocas del Universo

Hemos visto que de acuerdo al modelo estándar cosmológico el universo estuvo a una temperatura muy alta en sus principios y poco a poco se fue enfriando. Podemos recorrer mentalmente la historia del universo en sentido inverso a partir de este momento. Si aumentáramos la temperatura de la materia que nos rodea, ésta empezaría a pasar por los distintos estados que conocemos: sólido, líquido, gaseoso y finalmente los átomos se desprenderían de sus electrones (cuando la temperatura superara la energía de ionización) formando el estado de plasma. Aumentemos aún más la temperatura. Empezarían a aparecer en nuestro plasma partículas pesadas que anteriormente no había, debido a que sus masas eran lo suficientemente grandes como para ser producidas. También descubriríamos que las interacciones con que habíamos empezado (principalmente electromagnéticas) no son todas las que actúan en el plasma. Esto se debe a que existen interacciones de corto alcance (es decir, que actúan a distancias muy pequeñas, la débil y la fuerte son ejemplos de estas interacciones) que sólo muestran sus efectos a distancias muy pequeñas o lo que es lo mismo a energías muy grandes ( $\ell \sim \frac{1}{E}$ ). Por lo tanto

nuestro sistema se iría transformando de acuerdo al grado de temperatura en el mismo. Esto conduciría a tener distintas épocas de acuerdo con el tipo de interacción o interacciones reinantes y las partículas presentes en el plasma. Haciendo el recorrido normal, es decir, empezando en  $t = 0$ , observaríamos dos causas por las cuales las partículas presentes en un tiempo dado dejaron de existir en equilibrio con el plasma. La primera y la más natural, sería debido a que la temperatura del plasma fuera menor que la masa de la partícula. En este caso si las partículas son estables entonces

TABLA DEL ORIGEN DEL UNIVERSO\*

Tiempo	Temperatura*	Suceso	Observable
?	?	Dominio de la gravedad cuántica	?
$10^{-43}$ seg	$10^{19}$ Gev	Tiempo de Planck. Desacoplamiento de los gravitones	Homogeneidad e isotropía
$10^{-35}$ seg	$10^{15}$ Gev	Desacoplamiento de la interacción de gran unificación	Proporción de materia-radiación ( $n_B/n_\gamma$ )
$10^{-6}$ seg	200 Mev	Transición de quarks a hadrones. Confinamiento de quarks	Hadrones (p, n, $\pi$ , k, ...)
1 seg	1 Mev	Desacoplamiento de las interacciones débiles y por tanto de los neutrinos.	Proporción de neutrones a protones (n/p)
3 min.	$10^9$ °K	Nucleosíntesis	H, D, He <sup>4</sup> , Li <sup>7</sup> , etc.
$10^5$ años	$10^5$ °K	Desacoplamiento de los fotones	Radiación de fondo de 3°K
$10^7 - 10^8$ años		Formación de estrellas y galaxias. Síntesis de elementos pesados.	

\* 1 Gev =  $10^3$  Mev =  $10^{13}$  °K

+ Tabla sacada de D.N. Schramm, Enrico Fermi Inst. Preprint 81-03

ces su número sería igual al número de partículas existentes en el momento en que se fueron fuera de equilibrio, o como se suele decir, en el momento en que se desacoplaron.

La segunda causa y más general es debido a que la interacción de las partículas que se desacoplan se vuelve muy pequeña, es decir, las interacciones de corto alcance actúan en un rango de distancias que es menor al recorrido medio libre de las partículas. Visto de otra manera, podríamos evaluar la rapidez con que interactúan entre sí las partículas y compararla con la rapidez con que el universo se está expandiendo. Cuando la rapidez con que interactúan las partículas se vuelve menor que la rapidez de expansión, entonces se dice que las partículas se desacoplan del plasma. Entonces la condición de desacoplamiento sería

$$\Gamma_{int} \leq \Gamma_{exp.} \quad (15)$$

La rapidez de expansión del universo

vendría dada por  $\frac{\dot{R}}{R}$ . Entonces de la ecuación (7), tendríamos

$$\Gamma_{exp} = \frac{\dot{R}}{R} = \left(\frac{8\pi}{3} \rho G\right)^{1/2} \quad (16)$$

donde hemos puesto G distinto de uno.

La rapidez de interacción entre las partículas es proporcional a la sección eficaz de dispersión,

$$\Gamma_{int} = n\sigma v \quad (17)$$

donde n es la densidad de partículas y v su velocidad.

Calculemos como ejemplo la temperatura a la cual los neutrinos se desacoplan. La sección eficaz de los neutrinos es proporcional a  $G_F^2 T^2$ ,  $G_F$  es la constante de Fermi para las interacciones débiles y T representa la energía. Debido a que los neutrinos tienen masa cero o casi cero, entonces  $v = c$  y por último la densidad de neutrinos es proporcional a

$T^3$ . Por lo tanto para los neutrinos, con  $\rho = \pi^2/30 T^4$ , la condición (15) es

$$T^3 \cdot G_F T^2 c \leq \left(\frac{8\pi^3}{90} T^4 G\right)^{1/2} \quad (18)$$

Resolviendo para T encontramos que la temperatura a la cual los neutrinos se desacoplan del plasma es del orden de  $10^{10}$ °K.

Vemos pues que de acuerdo con el tipo de interacción que predomine tendremos diferentes épocas en el universo dependiendo de cuáles son las partículas que juegan un papel más importante en el plasma primordial.

#### Bibliografía

- Physical Cosmology por P.J.E. Peebles Princeton University Press, 1971.
- An Introduction to General Relativity por S. K. Bose, John Wiley, 1980.